УДК 532.529

ГИДРОДИНАМИКА МИКРОПУЗЫРЬКОВЫХ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СРЕД

Б.В. Бошенятов

Институт прикладной механики РАН. г. Москва
E-mail: iam@ipsun.ras.ru

Приведен краткий обзор исследований гидродинамических характеристик микропузырьковых газожидкостных сред, имеющих повышенную (до 2,5 %) концентрацию микропузырей. Показано, что свойства такой среды аналогичны свойствам однофазных несжимаемых жидкостей, однако, при течениях микропузырьковых газожидкостных сред в гладких трубах, присутствие микропузырей накладывает на течения специфические для двухфазной среды особенности.

Введение

Одним из наиболее перспективных путей интенсификации технологических процессов химической, металлургической, пищевой, микробиологической и других отраслей промышленности является радикальное увеличение степени дисперсности систем, переход на микродисперсные газожидкостные среды (МГС) с размерами газовых пузырьков от единиц до сотен мкм. Такие среды иногда называют газовыми эмульсиями, именно такие среды были получены академиком В.В. Струминским в 1984 г. [1] и предложены для детального изучения. В отличие от пен, состоящих из пузырьков газа, разделённых тонкими, достаточно прочными перегородками жидкости, в газовых эмульсиях расстояние между отдельными пузырьками достаточно большое. Вследствие этого газовые эмульсии обладают текучестью, аналогичной текучести других жидкостей, однако присутствие микропузырьков в жидкости придаёт таким средам уникальные гидрофизические и акустические свойства. До недавнего времени исследования газовых эмульсий ограничивались двумя случаями: либо дисперсионной средой являлись высоковязкие жидкости [2], либо, если дисперсионной средой являлась обычная жидкость, например, вода – то объемная концентрация микропузырьков (φ) не превышала величин порядка 10^{-4} [3].

Получение МГС повышенной концентрации в обычных чистых жидкостях, без присутствия ПАВ (поверхностно-активных веществ) или микродисперсных твердых частиц, до сих пор является трудной проблемой. Поэтому МГС с повышенной концентрацией пузырьков (по крайней мере до газосодержания φ=10^{-2}) – представляет собой практически не изученный вид дисперсных систем.

С другой стороны, расчеты показывают, что замена крупнодисперсных газожидкостных сред в ряде технологических процессов, например, микробиологических, барботажных или флотационных на микропузырьковые даже при газосодержаниях порядка 10^{-2} может дать значительный экономический эффект.

Микропузырьковая газожидкостная среда повышенного газосодержания

Прежде всего, определимся с количественным критерием – какие пузырьковые газожидкостные среды (ПГС) следует относить к микропузырьковым? Известно, что, из-за самопроизвольного процесса укрупнения пузырей и их всплытия, ПГС агрегативно неустойчивы, они рано или поздно распадаются на две фазы – газ и жидкость. Поэтому неизменные во времени параметры ПГС могут поддерживаться лишь в динамическом режиме, в газожидкостный пузырьковый реактор необходимо непрерывно добавлять новые пузыри. Время расслоения ПГС на две фазы определяется, главным образом, скоростью всплытия пузырьков V_b и процессами их укрупнения (коалесценции) при столкновении.

На рис. 1, по многочисленным экспериментальным данным различных авторов, приведена зависимость скорости всплытия пузырьков газа в воде от размера пузыря. На графике легко различимы три области:

1 – скорость всплытия соответствует точному решению Стокса V_b~d^2 (преобладают вязкие силы, Re_b<<1, d – диаметр пузырька);

2 – V_b~$\sqrt{d}$ (скорость всплытия пузыря не зависит от вязкости), Re_b>>1);

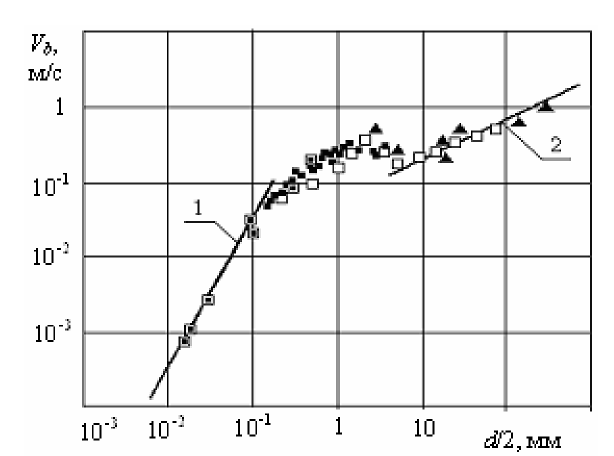


Рис. 1. *Зависимость скорости пузыря, всплывающего в воде, от его радиуса. Скорость соответствует: 1) закону Стокса $V_b \sim d^2$; 2) уравнению $V_b \sim d^{1/2}$. Данные: ■ – Хабермана, Мортона (1956) и Мотарями (1978); ▲□ – С.С. Кутателадзе (1976); ▣ – автора (1986)*

3 – промежуточная область, когда играют роль и те, и другие силы. Число Рейнольдса $\mathrm{Re}_b = \dfrac{\rho_1 V_b d}{\eta_1}$, где ρ_1 – плотность жидкости, η_1 – динамическая вязкость жидкости.

К МГС будем относить такие среды, у которых Re_b, вычисленное по скорости всплытия пузырьков, по крайней мере, меньше единицы. Для газовых пузырьков в воде диаметр пузырьков в МГС должен быть менее 100 мкм.

Отметим, что при всплывании таких мелких пузырьков в водопроводной воде на поверхности пузырьков реализуются как на твердой частице условия прилипания (скорость на поверхности пузырька V_w=0), что объясняется наличием в такой воде (хотя и в малых количествах) поверхностно-активных веществ.

МГС практически никогда не бывают монодисперсными. Средний размер пузырьков и их дисперсность в значительной мере зависят от условий получения среды, вязкости жидкости, поверхностного натяжения и других факторов.

МГС, о которых будет идти речь в настоящей работе, имеют нижеследующие параметры:

- Дисперсионная среда: питьевая водопроводная вода, раствор глицерина в воде;
- Дисперсная среда: пузырьки воздуха;
- Диаметр пузырьков: от 0,01 до 0,08 мм;
- Максимум кривой распределения по размерам: 0,035...0,04 мм;
- Объемное газосодержание: от 10^{-4} до $2{,}5 \cdot 10^{-2}$;
- Усредненное расстояние между пузырьками (L): от 0,7 до 0,1 мм.

На рис. 2 приведена покадровая съемка процесса наполнения бака с водой, имеющего прозрачные стенки, микропузырьками от источника, расположенного в центре днища бака. С задней стороны бака за прозрачной его стенкой расположен черный бархатный экран. Микропузыри очень хорошо рассеивают свет, поэтому МГС, имеющая повышенное газосодержание, на вид представляет собой однородную белую непрозрачную жидкость, похожую на молоко.

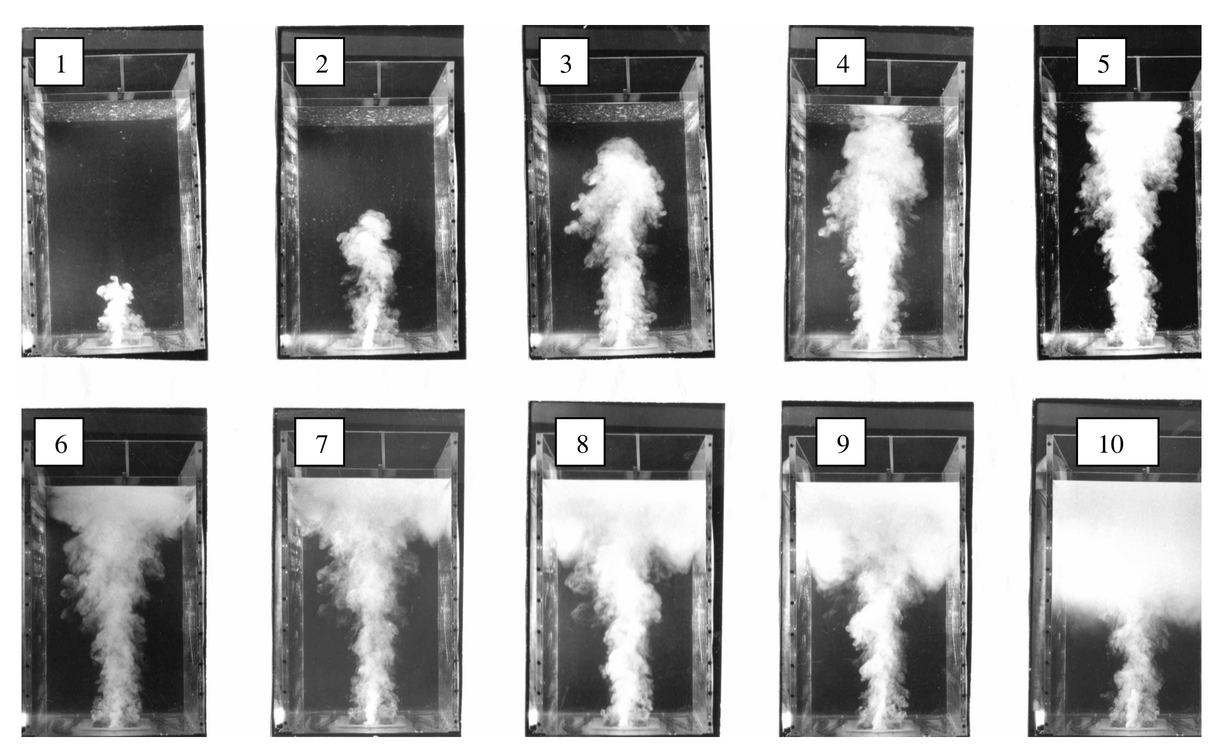


Рис. 2 *Покадровая съемка процесса наполнения бака с водой (размером 0,7×0,7×1,0 м^3) микропузырями от генератора пузырей, расположенного в центре днища бака*

Из рис. 2 видно, что микропузыри, достигнув верхнего уровня воды в баке (кадры № 4 и № 5), не торопятся покидать пределы жидкости, а распространяются в стороны и вниз, т.е. ведут себя подобно дыму в газовой среде, которым наполняется замкнутое воздушное пространство, от источника дыма, расположенного в нижней части.

Важнейшим свойством МГС, которое качественным образом отличает их от пузырьковых сред, имеющих $Re_b>1$ (размер пузырьков в воде больше 100 мкм), является, как это показано в работе [4], повышенная агрегативная устойчивость.

Если бак с водой полностью заполнить пузырьковой смесью (сверху до низу) и отключить подачу микропузырей, то процесс разделения МГС на жидкую и газообразную фазы происходит довольно медленно. Нижняя граница пузырей, при их всплытии, не размыта и движется практически с постоянной скоростью (около 1 мм/с), что характерно лишь для газожидкостных эмульсий, в которых отсутствует коалесценция пузырьков [2]. Отсутствие коалесценции микропузырьков в турбулентном потоке было подтверждено прямыми наблюдениями микрофотографированием [4], в то время как пузырьки диаметром больше, чем 0,15 мм ($Re_b>20$), заметно укрупняются.

Макроскопические параметры

При описании макроскопических процессов в микропузырьковой газожидкостной среде, таких как распространение звуковых волн, течение МГС в трубах, движение тел в микропузырьковой среде и др., предполагается, что физически малый объём намного больше расстояния между пузырьками L, но намного меньше характерного размера решаемой задачи D (длины звуковой волны, диаметра трубки, в которой течёт микропузырьковая газожидкостная смесь, размера обтекаемого тела) – макромасштаб:

$$L<<(dx)^3<<D. \qquad (1)$$

Для МГС при газосодержаниях $\varphi>10^{-4}$ расстояние между пузырьками $L<0,7$ мм, поэтому условие (1) практически всегда соблюдается.

По существу в этом случае МГС рассматривается как сплошная гомогенная среда, имеющая некие усредненные по макроскопическому объему $(dx)^3$ эффективные параметры: температуру – T, плотность – ρ, вязкость – η и др.

Плотность МГС с достаточной точностью может быть рассчитана по правилу аддитивности [2]:

$$\rho=\rho_1(1-\varphi)+\rho_2\varphi\approx\rho_1(1-\varphi); \qquad (2)$$

где ρ – эффективная плотность МГС, а ρ_2 – плотность газа в пузырьках.

Экспериментальные исследования плотности газовых эмульсий [2] подтвердили, что такая аддитивность действительно существует.

Известно, что скорость звука в чистой жидкости c_1 определяется её сжимаемостью β_1 и плотностью ρ_1, при этом имеет место соотношение

$$c_1=\sqrt{\frac{1}{\rho_1\beta_1}}. \qquad (3)$$

В ПГС скорость звука в общем случае зависит от частоты, однако при частотах, намного меньших резонансных частот $f<<f_0$, для содержащихся в ней пузырьков зависимость от частоты вырождается.

Скорость звука в МГС при условии $f<<f_0$ называют равновесной. Поскольку при вынужденных колебаниях на частотах, много меньших резонансной, пузырьки колеблются в фазе с давлением в акустической волне, то сжимаемость среды при этом увеличивается, а скорость звука, соответственно, падает. Эксперименты показали [5], что в этом случае равновесная скорость звука в МГС с достаточной точностью соответствует расчетной по аналогичной (3) формуле:

$$c=\sqrt{\frac{1}{\rho\beta}}. \qquad (4)$$

если **сжимаемость газожидкостной среды** β, как и плотность ρ, рассчитывается по правилу аддитивности:

$$\beta=\beta_1(1-\varphi)+\beta_2\varphi. \qquad (5)$$

Исследования [5] зависимости равновесной скорости звука в МГС от величины газосодержания выполнялись импульсным методом на установке типа "акустической трубы" в которой плоская звуковая волна распространяется как в безграничном пространстве.

Скорость звука в МГС сильно зависит от газосодержания среды. При максимальном рабочем газосодержании $\varphi=2,5\cdot10^{-2}$ равновесная скорость звука $c_e=72,2$ м/с, т.е. уменьшается более чем в 4,5 раза по сравнению со скоростью звука в чистом воздухе.

Сформулируем условие при котором течения МГС, имеющих газосодержания до $\varphi=2,5\cdot10^{-2}$) можно считать несжимаемыми (ρ=const). Известно, что $\frac{\Delta\rho}{\rho}\sim\frac{V^2}{c_e^2}$, тогда условием несжимаемости МГС (при $\frac{\Delta\rho}{\rho}\le0,01$) будет:

$$V\le c_e\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho}}=0,1c_e=7,2, \quad \text{м/с}. \qquad (6)$$

Таким образом, при скоростях потока $V<7,2$ м/с МГС с достаточно высокой точностью можно считать несжимаемой и полагать ρ=const.

Вопрос об эффективной вязкости МГС впервые был исследован в работе [6].

Эксперименты выполнялись на баллистическом микропузырьковом стенде. Динамическая вязкость микропузырьковой среды η определялась через измерение вязкого сопротивления падающего в среде твёрдого шара, при числах Рейнольдса намного меньших единицы, когда справедливо точное решение задачи, впервые полученное Стоксом. В качестве дисперсионной среды использовался раствор глицерина в воде. Было проведено несколько серий

экспериментов при различной вязкости дисперсионной среды и при разных газосодержаниях МГС. Результаты этих экспериментов представлены на рис. 3. Там же приведены теоретические зависимости (кривые 1 и 2), построенные по формуле

$$\eta=\eta_1(1+k_1\varphi), \tag{7}$$

где k_1=1 (для пузырей – 1) и k_1=2,5 – формула А. Эйнштейна для твердых шарообразных частиц – 2.

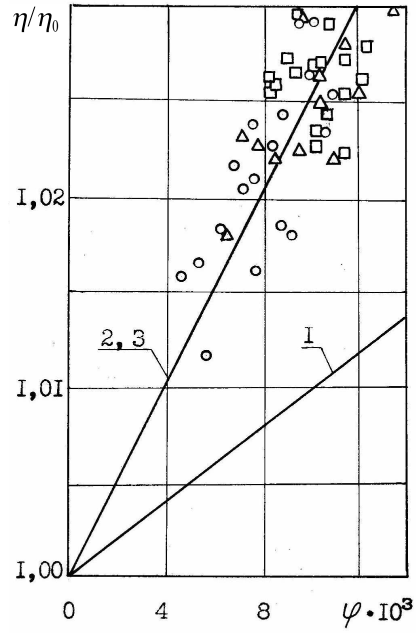


Рис. 3. *Зависимость динамической вязкости МГС от объемного газосодержания*

Математической обработкой всех опытных данных методом наименьших квадратов получено k_1=2,47, т.е. экспериментальная зависимость (на графике прямая – 3) практически совпадает с теоретической – 2, соответствующей значению коэффициента k_1=2,5.

Последнее свидетельствует о том, что, из-за наличия в технической воде даже малого количества ПАВ, на поверхности микропузырей реализуются, как и на твердой частице, условия прилипания (скорость равна нулю) – факт на который уже было обращено внимание при обсуждении рис. 1, что косвенно ещё раз подтверждает правильность полученных нами результатов.

Критерии подобия при движении тел в МГС

Исследования по экспериментальному определению эффективной вязкости МГС при различных газосодержаниях среды, которая практически совпала с теоретической формулой А. Эйнштейна, по существу показали, что в стоксовском приближении МГС можно рассматривать как несжимаемую однофазную жидкость, если вязкость этой жидкости рассчитывать по формуле (7) при k_1=2,5.

Если данные экспериментов, описанные в предыдущем разделе, представить в критериях моделирования, впервые предложенных Рейнольдсом – $C_x=f(\mathrm{Re})$, где C_x – коэффициент сопротивления шара диаметром D, который определяется формулой: сила сопротивления $F=C_x\dfrac{\pi D^2}{4}\cdot\dfrac{\rho V^2}{2}$, а число Рейнольдса вычисляется по макроскопическим параметрам МГС (2) и (7), т.е.

$$\mathrm{Re}=\frac{\rho VD}{\eta}=\frac{\rho_1(1-\varphi)VD}{\eta_1(1+2{,}5\varphi)}=\frac{(1-\varphi)}{(1+2{,}5\varphi)}\mathrm{Re}_1, \tag{8}$$

то все экспериментальные точки очень хорошо ложатся на теоретическую кривую $C_x=\dfrac{24}{\mathrm{Re}}$ (закон Стокса) вплоть до чисел Re=1.

Возникает вопрос: будет ли описываться сопротивление шара, движущегося в МГС, подобным образом (как при движении в однофазной несжимаемой жидкости) при более высоких числах Рейнольдса?

С этой целью, на той же экспериментальной установке (баллистический микропузырьковый стенд) была проведена серия экспериментов по определению сопротивления шара в разбавленных водных растворах глицерина и в чистой воде, чтобы охватить более широкий диапазон по числам Рейнольдса. Опыты проводились в диапазоне газосодержаний МГС от $5\cdot10^{-3}$ до $2{,}5\cdot10^{-2}$.

Результаты этих экспериментов (темные квадратики на рис. 4) нанесены на классическую экспериментальную зависимость для однофазных жидкостей $C_x=f$ (Re), полученную в опытах Шиллера-Шмиделя (1928), Либстера (1924), Визельсбергера (1921, 1926), Аллена (1900) и в Гетингенской аэродинамической трубе высокого давления [7].

Из рис. 4 видно, что при числах Re<1 все экспериментальные данные почти идеально ложатся на теоретический закон Стокса. При числах Рейнольдса больших единицы, наши данные, полученные при движении шара в МГС, достаточно хорошо ложатся на классическую экспериментальную зависимость.

Следует отметить, что при числах Рейнольдса от 10 до ~10^3 разброс точек экспериментов в МГС увеличивается, однако не более чем у других авторов в случае однофазной жидкости.

При числах $10^3<\mathrm{Re}<2\cdot10^5$ имеет место автомодельный режим, коэффициент сопротивления шара практически не изменяется ($C_x\simeq0{,}4$), что обусловлено стабилизацией точки отрыва ламинарного пограничного слоя. Наши экспериментальные данные, полученные в МГС, в диапазоне $10^3<\mathrm{Re}<2{,}5\cdot10^4$, демонстрируют стабилизацию отрыва ламинарного пограничного слоя в той же точке, что и при обтекании шара однофазной несжимаемой жидкостью, т.к. они совпадают с данными других авторов.

Следует обратить внимание еще на один факт, замеченный в экспериментах И.В. Чернышева [8] по измерению коэффициента сопротивления шара (C_x) на той же установке в МГС в диапазоне чисел Re=$3\cdot10^2$...10^3. Оказалось, что сопротивление зависит не только от числа Рейнольдса, но, хотя и слабо (до 2 %), и от величины газосодержания φ, т.е. в

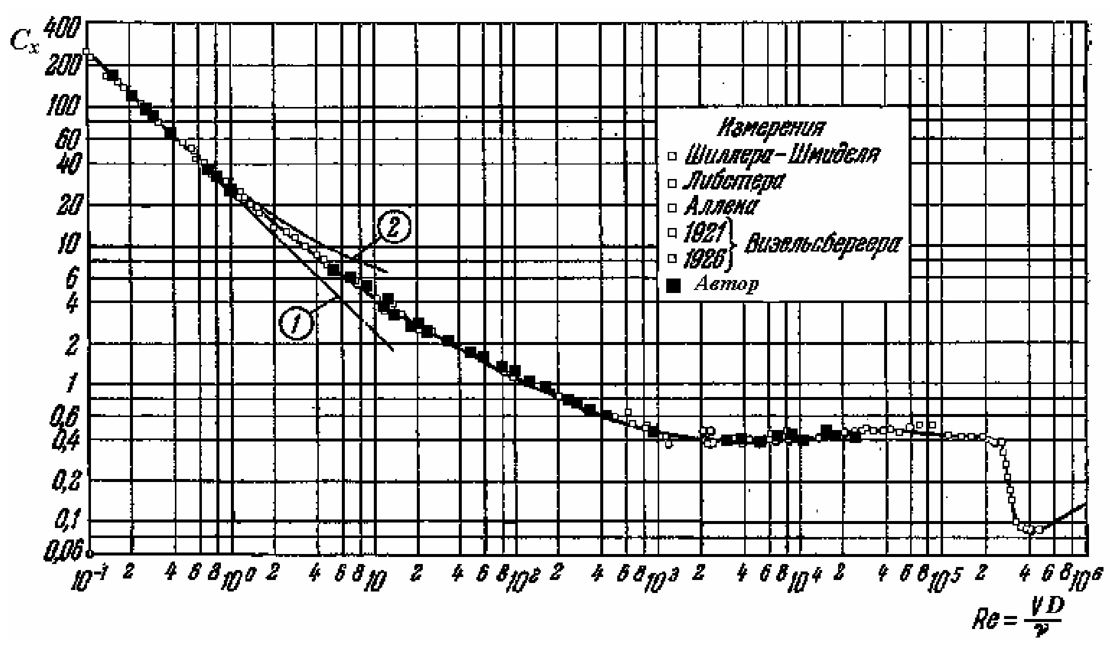


Рис. 4. *Зависимость коэффициента сопротивления шаров от числа Рейнольдса. Кривая (1) – теория Стокса, кривая (2) – теория Озеена, тёмные точки – измерения автора в МГС, светлые точки – данные других авторов, полученные в однофазных жидкостях и газах*

диапазоне чисел $10<Re<10^3$ закон подобия Рейнольдса выполняется с определенной точностью.

Течения в гладких горизонтальных трубах

Исследования течений в горизонтальных трубах стали возможными лишь после получения газожидкостных сред с микроскописческими размерами пузырьков, скорость всплытия которых около 1 мм/с. Это позволило обеспечить на всем протяжении горизонтальной трубки пузырьковый режим течения без расслоения смеси на отдельные фазы.

Описание экспериментальной установки и обсуждение результатов исследований подробно изложено в работе [9]. Здесь приведем лишь основные результаты и выводы.

Показано, что качественно течения МГС в гладких трубах ничем не отличаются от течений однофазной жидкости – хорошо различимы известные три режима: ламинарный, переходный и турбулентный. Однако зависимость коэффициента гидравлического сопротивления трубки λ от числа Рейнольдса для МГС совпадает с соответствующей зависимостью для однофазной жидкости лишь в области турбулентных течений.

Для ламинарных и переходных течений МГС в гладких трубах закон подобия Рейнольдса не выполняется. Экспериментальные данные, полученные для разных газосодержаний, отличаются друг от друга, при этом, чем больше φ, тем больше λ.

Приведенные в настоящей работе результаты экспериментальных исследований гидродинамики микропузырьковых газожидкостных сред дают основания утверждать, что в ряде случаев такие среды могут рассматриваться как однофазные несжимаемые жидкости, имеющие эффективные параметры ρ, η и др., однако их поведение не всегда подчиняется закону подобия Рейнольдса, и в этих случаях для описания МГС требуется привлечение дополнительных, характерных для двухфазной смеси, безразмерных критериев.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Струминский В.В. Микропузырьковая газожидкостная среда // Доклады АН СССР. – 1990. – Т. 310. – № 6. – С. 1323–1326.
2. Перепелкин К.Е., Матвеев В.С. Газовые эмульсии. – Л.: Химия, 1979. – 200 с.
3. Гаврилов Л.Р. Содержание свободного газа в жидкостях и методы его измерения // Физика и техника мощного ультразвука / Под ред. Л.Д. Розенберга. – М: Наука, 1970. – Ч. 3. – 200 с.
4. Бошенятов Б.В. О перспективах применения микропузырьковых газожидкостных сред в технологических процессах // Известия вузов. Физика. – 2005. – № 11 (в печати).
5. Бошенятов Б.В., Попов В.В. Об измерениях газосодержания микродисперсных газожидкостных сред акустическим методом // В кн.: Гидродинамические проблемы технологических процессов. – М.: Наука, 1988. – С. 211–215.
6. Бошенятов Б.В., Чернышев И.В. К вопросу об эффективной вязкости микропузырьковой среды // В кн.: Молекулярная газодинамика и механика неоднородных сред / Под ред. акад. В.В. Струминского. – М.: Наука, 1990. – С. 179–183.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – Пер. с нем. – М.: Наука, 1969. – 742 с.
8. Чернышев И.В. Экспериментальное и теоретическое исследование гидродинамики микропузырьковой среды: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. – М., 1989. – 105 с.
9. Бошенятов Б.В. Исследование течений микропузырьковых газожидкостных сред в гладких трубах // Известия Томского политехнического университета. – 2005. – Т. 308. – № 6. – С. 161–164.